

$$\begin{cases} I[P(x, u)] = \max, \\ \sum_u P(x, u) = P(x). \end{cases}$$

С использованием метода неопределенных множителей Лагранжа можно показать, что должно быть  $P(x, 1) = 0$  или 1, т. е. решение можно найти перебором из  $2^{MN}$  возможных алгоритмов. Моделирование показало, что для функции информативности вида  $I(x, 1) = n_j$ ,  $I(x, 0) = 0$  и функции штрафов  $C(x, 1) = c_1 \sum_i \hat{\mu}_i + c_2 \sum_i \hat{\tau}_i + c_3$ ,  $C(x, 0) = c_0$ , где  $\hat{\mu}_i, \hat{\tau}_i$  — номера каналов, в которые попали значения  $\mu_i, \tau_i$ ,  $c_i, i = \overline{0,3}$  — постоянные величины, выигрыш по времени эксперимента при использовании оптимального алгоритма для интенсивных первичного и вторичного потоков может достигать десятков процентов по сравнению со случаем  $P(x, 1) = P(x)$ .

Измерительная система с оптимизацией по времени накопления информации должна включать в себя блок отбора поступающих на вход реализаций в соответствии с заданным алгоритмом  $P(x, 1)$ . Отбор реализаций должен вестись по наборам чисел  $(m_j, n_j)$  импульсов в диапазонах 1 и 2 для данной реализации с номером  $j$ .

### Список литературы

1. Дьяченко П. П., Нестеренко В. С., Пиксайкин В. М. // Приборы и техника эксперимента. 1981. № 3. С. 95.
2. Демчук М. И., Иванов М. А. Статистический одноквантовый метод в оптико-физическом эксперименте. Минск, 1981.
3. Закс Ш. Теория статистических выводов. М., 1975.
4. Соболев И. М. Численные методы Монте-Карло. М., 1973.

Поступила в редакцию 15.02.85.

УДК 621.315.592

М. С. КАМАРА, М. Г. ЛУКАШЕВИЧ

### ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА МАГНИТОРЕЗИСТИВНЫЙ ЭФФЕКТ В ГЕРМАНИИ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

При низких температурах на вольтамперных характеристиках (ВАХ) однородных полупроводников наблюдается отклонение от закона Ома, которое может вызываться разогревом электронного газа, уменьшением рекомбинации в электрическом поле, примесным пробоем и т. д. Увеличение концентрации свободных носителей заряда в образце или их подвижности под действием электрического поля приводит к изменению величины и характера магниторезистивного эффекта. Можно ожидать, что изменение магнитосопротивления (МС) будет зависеть как от механизма появления магниторезистивного эффекта, так и от механизма изменения проводимости кристалла в электрическом поле. Однако влияние электрического поля на магниторезистивный эффект исследовано только в области отрицательного МС арсенида галлия при разогреве [1] и увеличении концентрации свободных носителей заряда [2] в условиях примесного пробоя. В то же время при  $T = 4,2$  К в германии МС может быть положительным, а изменение проводимости в электрическом поле вызывается уменьшением рекомбинации носителей заряда [3].

В данной работе изучено влияние электрического поля на величину и характер магниторезистивного эффекта в германии  $n$ -типа при

$T = 4,2$  К. Исследовались электро- и магнитополевые зависимости (до 15 кЭ) поперечного МС нелегированных и легированных сурьмой кристаллов германия. Образцы вырезались в виде параллелепипедов с отношением длины к ширине не менее десяти. Концентрация примеси изменялась от  $6 \cdot 10^{13}$  до  $10^{18}$  см $^{-3}$ , что при 4,2 К позволяло реализовать проводимость по С-зоне (слабо ( $N_d \leq 10^{15}$  см $^{-3}$ ) и сильно  $N_d > 10^{17}$  см $^{-3}$ ) легированные образцы) и проводимость по примесным состояниям ( $10^{15} \leq N_d \leq 10^{16}$  см $^{-3}$ ). Измерения проводились на постоянном токе при непосредственном погружении образцов в жидкий гелий. Выделяемая в образцах мощность не приводила к перегреву и нарушению теплового контакта с жидким гелием.

ВАХ слабо и промежуточно легированных образцов при  $E = E_{\text{п}}$  ( $E_{\text{п}}$  — напряженность поля примесного пробоя) имеет характерный участок резкого возрастания тока, обусловленный ударной ионизацией мелких доноров. В предпробойных полях проводимость  $\sigma$  монотонно возрастает  $\sigma \sim E^{1,5-2}$ , что, согласно [3], вызывается уменьшением рекомбинации в электрическом поле. В послепробойном электрическом поле  $E > E_{\text{п}}$  закон Ома обычно выполняется до полей, в которых наступает перегрев образца. Типичная ВАХ показана на вставке рис. 1.

При изучении МС слабо и промежуточно легированных кристаллов установлено, что на величину и характер его магнитополевой зависимости влияет приложенное к образцу электрическое поле. Так, для слабо легированных образцов, как видно из рис. 2 (кривые 1, 2), в допробойном электрическом поле ( $E < E_{\text{п}}$ ) МС увеличивается и с ростом напряженности магнитного поля стремится к насыщению. В электрическом поле  $E > E_{\text{п}}$  МС квадратично зависит от магнитного поля до критической напряженности магнитного

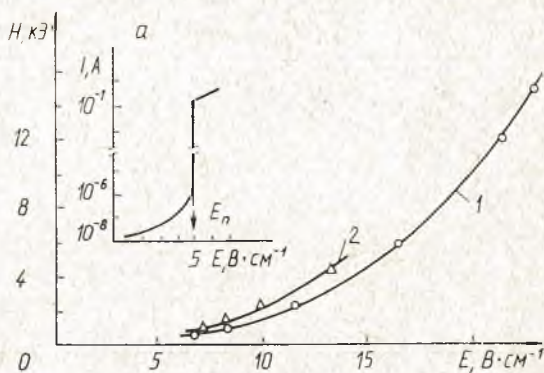


Рис. 1. Зависимость критической напряженности магнитного поля от электрического для двух образцов  $N_d$ , см $^{-3}$   
1 —  $1,4 \cdot 10^{14}$ ; 2 —  $2 \cdot 10^{14}$ ; а — типичная ВАХ

поля  $H_k$ , в котором МС резко возрастает (кривые 3—б). Такой рост МС при  $H = H_k$  можно объяснить в рамках предложенного нами механизма изменения в электрическом поле отрицательного МС арсенида галлия [2], как результат перераспределения электронов между уровнем мелкого донора и зоной проводимости из-за одновременного действия электрического (разогрев электронного газа) и магнитного (охлаждение) полей. Вследствие охлаждения электронов в зоне проводимости магнитным полем прекращается процесс генерации носителей с примесных уровней (срыв пробоя), и МС резко возрастает. Сравнение величины изменения проводимости при  $E = E_{\text{п}}$  с ее изменением при  $H = H_k$  показывает, что они согласуются между собой. Отметим, что при  $E > E_{\text{п}}$  и  $H > H_k$  МС монотонно возрастает, а характер магнитополевой зависимости из-за отсутствия неравновесных носителей в зоне проводимости близок к наблюдаемому при  $E < E_{\text{п}}$ . Характерно, что для неравновесного случая  $E > E_{\text{п}}$  и  $H < H_k$  МС также хорошо описывается зависимостью  $\Delta\rho \sim H^2$ .

При  $E > E_{\text{п}}$  на магнитополевых зависимостях МС со срывом примесного пробоя наблюдается несовпадение хода МС при увеличении и уменьшении напряженности магнитного поля, проявляющееся в несовпадении критической величины магнитного поля срыва пробоя (см. рис. 2, кривая б). В рамках рассматриваемой модели наблюдаемый гистерезисный эффект при измерении МС в режиме генератора напряжения

можно объяснить наличием двух устойчивых (равновесное при  $E < E_n$  и неравновесное при  $E > E_n$ ) и промежуточного неустойчивого состояний, которые характеризуются разными величинами концентрации носителей заряда и их подвижности. Ранее гистерезисный эффект в легированном сурьмой германии наблюдался в области  $\epsilon_2$  проводимости [4] и был связан с наличием потенциальных барьеров, отделяющих локализованные состояния от делокализованных.

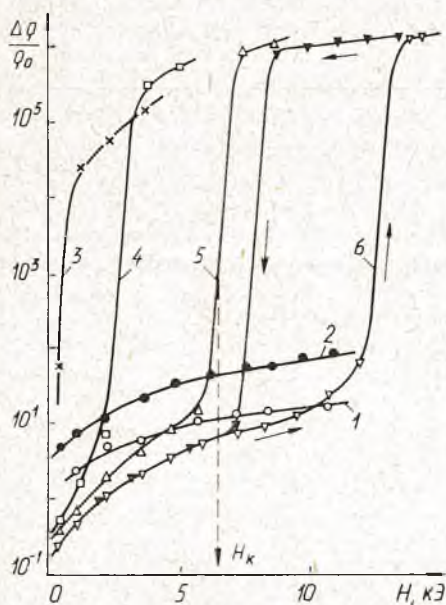


Рис. 2. Магнитолевая зависимость МС образца с  $N_d = 1,1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  при разных напряженностях электрического поля  $E$ , В·см<sup>-1</sup>:

1—2,8; 2—4,6; 3—6,6; 4—11,6; 5—16,6; 6—21,6;  $E_n = 5 \text{ В·см}^{-1}$

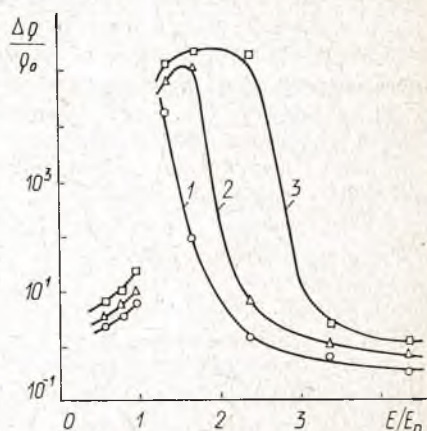


Рис. 3. Зависимость МС слабо легированных образцов от электрического поля  $H$ , кЭ:

1—1; 2—2; 3—3

Как и можно было ожидать, с увеличением приложенного к образцу электрического поля в послепробойной области разогрев носителей и, следовательно, напряженность критического магнитного поля срыва пробоя возрастают.

Наличие срыва примесного пробоя в критическом магнитном поле, величина которого зависит от электрического поля (для двух образцов см. рис. 1), приводит к аномальной электрополевым зависимости МС. На рис. 3 показана электрополевым зависимость МС при трех напряженностях магнитного поля. Видно, что с ростом электрического поля величина МС увеличивается и достигает максимальной величины в электрическом поле, превышающем поле пробоя. С дальнейшим увеличением электрического поля МС уменьшается из-за отсутствия срыва пробоя в сильном электрическом поле. Возрастание проводимости в предпробойных полях обусловлено уменьшением рекомбинации в электрическом поле [3], следовательно, рост МС в этих полях вызывается появлением дополнительных неравновесных носителей другого сорта в зоне проводимости по сравнению с равновесным случаем. Как известно [5], появление носителей другого сорта, хотя и одного знака, приводит к повышению магнитосопротивления.

В промежуточно легированных образцах  $10^{15} < N_d < 10^{16} \text{ см}^{-3}$  при 4,2 К преобладает проводимость по примесям [6]. Вместе с тем экспоненциальной магнитолевой зависимости, характерной для прыжкового механизма проводимости, в допробойном электрическом поле не наблю-

дается. Характерные магнитополевые зависимости при разных напряженностях электрического поля показаны на рис. 4. В электрическом поле  $E > E_n$  величина МС возрастает (кривые 3, 4), а характер магнитополевой зависимости практически не меняется. Отличительной особенностью МС таких образцов при  $E \geq E_n$  является резкое увеличение МС в слабом магнитном поле ( $H < 2$  кЭ). Это приводит к тому, что при  $H > 2$  кЭ МС монотонно увеличивается с ростом электрического поля (рис. 5, кривые 1, 2). При этом в слабых магнитных полях при  $E > E_n$

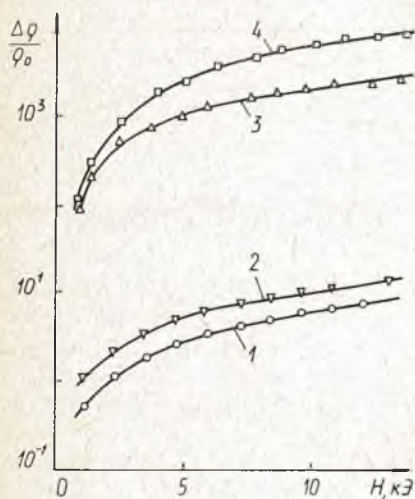


Рис. 4. Магнитополевая зависимость МС образца с  $N_d = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  при разных напряженностях электрического поля  $E$ ,  $\text{В} \cdot \text{см}^{-1}$ :

1—0,8; 2—5; 3—13,3; 4—16,6;  $E_n = 8 \text{ В} \cdot \text{см}^{-1}$

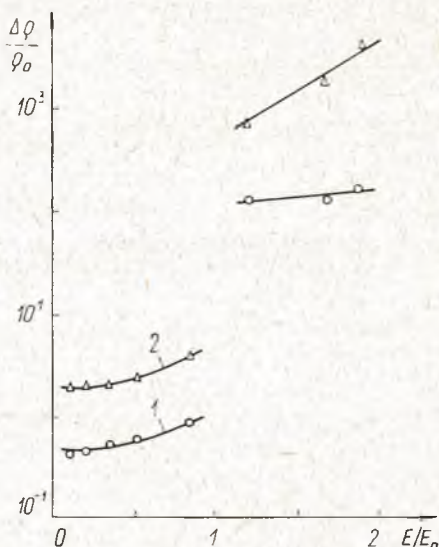


Рис. 5. Зависимость МС образца с  $N_d = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  от электрического поля  $H$ , кЭ:

1—1; 2—10

МС слабо зависит от электрического поля (кривая 1), в то время как в сильном магнитном поле (кривая 2) МС увеличивается. В слабом магнитном поле происходит только локализация электронов на примесные уровни, в то время как сильное магнитное поле приводит не только к срыву примесного пробоя, но и к возрастанию скорости рекомбинации из-за охлаждения электронного газа и, таким образом, к увеличению МС в сильных электрическом и магнитном полях.

Различие в характере магнитополевой зависимости МС для слабо и промежуточно легированных кристаллов может быть связано с различием в ширине донорной зоны. Для случая промежуточного легирования ширина примесной зоны  $\Delta W \sim kT$  и, следовательно, ионизация нейтральных атомов примеси в электрическом поле и захват электронов на примесные уровни в магнитном поле имеют более плавную зависимость этих параметров от электрического и магнитного полей. Это приводит к малой величине критической напряженности магнитного поля и монотонной электрополевой зависимости МС при  $H > 2$  кЭ.

С повышением концентрации примеси  $N_d > 10^{17} \text{ см}^{-3}$  примесная зона сливается с зоной проводимости, и особенностей на ВАХ не наблюдается. Магнитосопротивление при этом становится отрицательным и практически не зависящим от электрического поля.

Авторы благодарят Н. Ф. Голубева за предоставление образцов германия и В. Ф. Стельмаха за полезные дискуссии при обсуждении результатов эксперимента.

## Список литературы

1. Вул Б. М., Котельникова Н. В., Заварицкая Э. И., Воронова И. Д. // Физика и техника полупроводников. 1977. Т. 11. № 3. С. 573.
2. Камага М. С., Lukashovich M. G., Stelmakh V. F. // Phys. Stat. Sol. (a). 1984. V. 84. № 2. P. 613.
3. Заварицкая Э. М. // Труды ордена Ленина Физического института имени П. Н. Лебедева АН СССР. 1966. Т. 37. С. 41.
4. Матвеев Г. А., Соколов В. И., Цидильковский И. М., Шелутинина Н. Г. // Физика и техника полупроводников. 1975. Т. 9. № 9. С. 1674.
5. Киреев П. С. Физика полупроводников. М., 1975. С. 583.
6. Fritzsch H. // J. Phys. Chem. Sol. 1958. V. 6. P. 69.

Поступила в редакцию 25.02.85.

УДК 539.1

В. Г. БАРЫШЕВСКИЙ, С. В. ЧЕРЕПИЦА

### АНОМАЛЬНЫЙ СЛУЧАЙ ДИНАМИЧЕСКОЙ ДИФРАКЦИИ НЕЙТРОНОВ В ПРИСУТСТВИИ ВНЕШНЕГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Рассмотрим влияние внешнего постоянного магнитного поля напряженностью  $\vec{H}$  на дифракцию нейтронов в аномальном случае, когда дифрагировавшая волна составляет угол с поверхностью кристалла, сравнимый с углом полного внешнего отражения. Система динамических уравнений, описывающая дифракцию нейтронов в кристалле, в двухволновом приближении имеет следующий вид [1—3]:

$$\begin{pmatrix} \frac{k^2}{k_0^2} - 1 - g_\sigma(0) & -g(-\tau) \\ -g(\tau) & \frac{(\vec{k} + 2\vec{\pi})^2}{k_0^2} - 1 - g_\sigma(0) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varphi_\sigma(\vec{k}) \\ \varphi_\sigma(\vec{k} + 2\vec{\pi}) \end{pmatrix} = 0, \quad (1)$$

$$g_\sigma(0) = g(0) + (\sigma) \frac{2m\mu}{\hbar^2 k_0^2} H, \quad (2)$$

где  $\vec{k}$  и  $\vec{k} + 2\vec{\pi}$ ,  $\varphi(\vec{k})$  и  $\varphi(\vec{k} + 2\vec{\pi})$  — волновые векторы и спектральные амплитуды первичной и дифрагировавшей волны;  $2\vec{\pi}$  — вектор обратной решетки кристалла;  $g(\tau)$  — структурная амплитуда;  $\vec{k}_0$  — волновой вектор падающих нейтронов;  $m$  и  $\mu$  — масса и магнитный момент нейтрона соответственно;  $\sigma = +(-)$  (знак  $+$  ( $-$ ) соответствует поляризованному состоянию нейтрона со спином, параллельным (антипараллельным) магнитному полю).

Дисперсионное уравнение, которое получается приравниванием детерминанта (1) к нулю с учетом условий непрерывности тангенциальных компонент волновых векторов на поверхности кристалла,

$$\vec{k} = \vec{k}_0 + k_0 \vec{\epsilon} n \quad \text{и} \quad \vec{k}_\tau = \vec{k}_0 + 2\vec{\pi} + k_0 \vec{\epsilon} n, \quad (3)$$

может быть представлено в следующем виде:

$$\epsilon^4 + B\epsilon^3 + C\epsilon^2 + D\epsilon + E = 0, \quad (4)$$

где

$$B = 2\gamma_0, \quad C = 4\gamma_0\gamma_1, \quad D = 2\gamma_0(\alpha - g_\sigma(0)), \quad (5)$$

$$E = g_\sigma^2(0) - \alpha g_\sigma(0) - g(\tau)g(-\tau), \quad (6)$$

$$\gamma_0 = \frac{\vec{k}_0 \cdot \vec{n}}{k_0}, \quad \gamma_1 = \frac{(\vec{k}_0 + 2\vec{\pi}) \cdot \vec{n}}{k_0}, \quad \alpha = \frac{2\vec{\pi} \cdot (2\vec{\pi} + 2\vec{k}_0)}{k_0^2} \quad (7)$$

и  $\vec{n}$  — единичный вектор нормали к поверхности кристалла.